DBpia

招請論文

3次元 홀로그램을 이용한 光연결 구현時 광굴절 매질內의 공간 저하場에 관한 연구(Ⅰ)

正會員 白 雲 植*

A Study on Photorefractive Space-Charge Fields for Volume Holographic Interconnections

Woon Sik BAEK* *Regular Member*

要 約 本 논문에서는 광교환(photonic switching) 및 광신경회로망(optical neural network) 등에서 핵심 기술로 대두되고 있는 光연결(optical interconnections)을 광굴절 매질內의 3次元(부피) 홀로그램을 이용해서 실현하는 방안을 제시하였으며, 광굴절 현상을 설명하는 Kukhtarev의 비선형 미분 방정식으로부터 各 광입력에 해당하는 광굴절 공간 저하場(photorefractive space charge field)의 푸리에 급수解를 유도하였다.

ABSTRACT Volume holographic interconnection scheme for photonic switching and optical neural network has been presented. Theoretical formulation for photorefractive space-charge fields generated by the illumination of multiple noncollinear plane light interference patterns was achieved by substituting the complex Fourier series of the space-charge field and free carrier density into Kukhtarev's nonlinear differential equations.

Ⅰ. 序 論

정보 통신 분야에서 光學이 도입, 응용되는 이유는 크게 두가지의 빛의 특성에 기인한다. 즉, 빛의 넓은 대역폭과 빠른 정보 처리속도를 유용하게 써서 급속하게 늘어나는 정보량을 효율적으로 처리하고자 함이다. 특히, 최근의 통신 수요는 기존의 전화망을 이용한 음성 통화, 팩시밀리 등은 물론, 전용망을 통한 컴퓨터간의 통신으로 확대 일로에 있을 뿐 아니라, 향후에는 차세대 팩시밀리, CATV, HDTV 등의 단말기 보급과 함께 영상 정보(정지 화상 및 動 화상)에 까지 그 수요가 늘어갈 전망이다. 이와같이 폭주하는(유선)통신 需要에 대처하기 위해서는 우선, 통신 선로를 광케이블로 대체하고, 기존의 전자교환 방식을 광교환 방식으로 전환하는 한편, 효율적인 광전송 시스템을 채택해야 할 것으로 사료된다. NTT의 Himeno等은 최근의 논문에서 광교환 제어회로에 필요한 기능을 高速의 단순기능(simple functions)과 低速의 지적기능(intelligent functions)의 두 범주로 분류하고, 電子기술(electronics)이 後者의 지적기능을 수행하는데 탁월한 반면, 前者의 고속 단순기능을 수행하는데에는 光學기술(optical technology)이 쓰일 것으로 예견하고 있다.[1] 이는 비단, 광교환 제어회로에만 국한되는 것이 아니라 통신 全 분야에서의 광학 기술의 역할에 示唆하는 바가 크다 하겠다. 이와같은 맥락에서 光연결 기술은 머지않은 장래에 실용화가 기대되는 광교환 기술에서 그 중요성이 한층 부각되고 있으며, 최근 관심이 고조되고 있는 광컴퓨팅 및 광신경회로망에서 요구되는 대량의 연결 조직의 실현에 필수적인 핵심 기술이다.[2,3]

本 논문에서는 光연결을 실현하기 위한 여러가지 접근 방법 중 특히 광굴절 결정체(photorefractive crystal)內에 저장된 3차원 홀로그램을 이용해 입력단과 출력단의 통신 채널을 연결하는

*現代電子産業株式會社 産業電子研究所
HYUNDAI Industrial Electronics R & D Center
論文番號 : 91-74

www.dbpia.co.kr

방법을 제시하고, 各 光연결에 해당하는 광굴절 결정체내에 형성된 회절 격자(diffraction grating) 의 생성 메카니즘을 규명하기 위해서 Kukhtarev[4]의 비선형 미분방정식으로 부터 공간 저하場(space-charge field)의 푸리에(Fourier) 급수解를 유도하였다.

Ⅱ. 3차원(부피) 홀로그램에 의한 光연결

그림 1.에서 광굴절 결정체내에 저장된 부피 홀로그램에 의해 입력단의 점 i와 출력단의 점 o가 (1 對 1) 광연결되는 메카니즘을 보여주고 있다.[5]

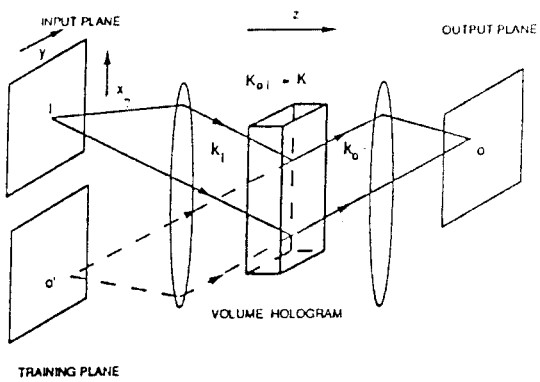

그림 1. 광굴절 매질內에 기록된 부피 홀로그램에 의한 光연결의 구현

입력 마스크 面의 점 i와 출력 마스크 面의 점 o'에서 나온 빛은 간섭 무늬를 일으켜, 광굴절 결정체 內에서 회절격자(diffraction grating)를 형성하게 된다. 일단 이렇게 저장된 회절격자(혹은 홀로그램)는 출력 마스크 面으로부터의 빛을 차단한후, 입력 마스크 面의 기준 빔(reference beam) 만으로도 회절 현상을 일으켜 출력 마스크 面의 점 o'의 영상을 점 o에 재현한다. 즉, 점 i와 o가 광굴절 매질 內의 회절 격자에 의해 光연결되었음을 보여준다.

以上은 입력단과 출력단의 1 對 1 光연결의 구현 例이지만, 입출력 마스크 面上의 光點(optical spot)의 수를 증가시킴으로써 n×n개의 입출력 채널간의 연결망을 실현시킬 수 있다. 즉, 그림 2.에 보인 바와 같이 입력단의 한 채널 i가 출력단의 모든 채널로 broadcasting되는 형태를 취하므로 large fan out의 실현이 가능하다.

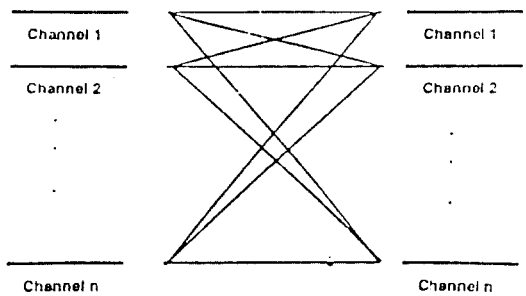

그림 2. 입출력 채널간의 n×n 연결망

또한, 광굴절 결정체 內에 저장된 회절격자(그림 1.에서 벡터 K로 표시)의 크기가 입사된 빔의 세기에 비례하는 특성이 밝혀짐으로써 가중치 연결의 실현은 물론 제어 가능성이 제시된 바 있다.[6] 그러나, 대단히 많은 수의 회절격자(혹은, 홀로그램)를 작은 부피의 매질 內에 기록할 경우 各 光연결에 해당하는 회절격자 間에 混信(crosstalk)이 일어날 가능성이 높다. 이러한 혼신을 최소화 하기 위한 입출력 마스크 雙의 광점의 최적 配置(즉, nondegenerate sampling grids) 等도 보고된 바 있다.[7]

광굴절 결정체(photorefractive crystal)와 같은 3차원 매질내에 레이저의 간섭무늬 패턴을 입사, 매질내에 회절 격자를 생성케하는 원리는 다음과 같다. 즉, 입사된 빛의 간섭무늬 中 밝은 부분에 위치한 전자는 傳導帶(conduction band)로 勵起되고, 전도대에서 표류(drift), 확산(diffusion), 광전 효과(photovoltaic effect)등의 전도 메카니즘에 의해 이동하게 되며, 도너(혹은 억셉터)와 같은 불순물 에너지대에 재결합한다. 전자가 간섭무늬의 밝은 부분에 머무는 동안에는

www.dbpia.co.kr

이러한 cycle을 반복하게 되며, 궁극적으로는 간섭무늬의 어두운 부분에 갇히게 된다. 이러한 과정을 통해 전하들이 입사된 빛의 간섭무늬 패턴과 흡사하게 재분포하게 되고, 재배열된 전하에 의해 유도된 공간 전하場(space-charge field)이 전기광학 효과(electro opticeffect)를 통해 매질의 굴절율을 변조하게 된다. 그러므로, 결정체內에 기록된(혹은, 저장된) 회절 격자(diffraction grating)는 입사된 간섭무늬 패턴에 의한 매질내 굴절율의 변조된 형태를 의미한다.

Ⅲ. 光굴절 공간 전하場(Photorefractive space-charge fields)

광굴절 매질내에 홀로그램을 생성케 하는 공간 전하場은 Kukhtarev의 물성 방정식의 解로서 얻어진다. Kukhtarev의 비선형 미분 방정식을 풀기 위한 종래의 접근 방법으로는 여러 종류의 假定(예를 들면, short-transport length approximation[9], small modulation index approximation[9,10], linear recombination rate approximation[10]등) 下에 선형화를 시도함으로써 공간 전하場의 解를 구하는 방법들이 있다. 本 논문에서는 공간 전하場과 자유전자 밀도의 복소 푸리에 급수(complex fourier series)를 급수解로 채택해서 Kukhtarev 방정식에 대입하므로써 복수개의 간섭 무늬 패턴을 광굴절 결정체에 입사시킬 때 생성되는 공간 전하場의 全 푸리에 성분에 관한 표현식을 유도하였다.

1. Kukhtarev의 비선형 미분 방정식

해석의 간편화를 위해 두개의 간섭 무늬 패턴이 광굴절 결정체內에 입사한 경우를 생각해 보면, 입사한 전체 빛의 세기는 다음 식으로 표현할 수 있다.

$$I = \sum_{\alpha=1}^{2} I_\alpha \{ 1 + \frac{1}{2} m_\alpha [e^{j(K_\alpha \cdot x + \delta\omega_\alpha t + \phi_\alpha)} + e^{-j(K_\alpha \cdot x + \delta\omega_\alpha t + \phi_\alpha)}] \} \qquad (3.1)$$

여기서 I_α은 전체 기록 빔의 세기이고, m_α는 변조 지수, K_α는 간섭 무늬 패턴의 파동 벡터, ϕ_α는 두 기록빔의 위상차, 그리고 $\delta\omega_\alpha$는 두 기록빔간의 偏移 주파수(detuning frequency)로서 위의 간섭 무늬의 표현식이 정지 패턴은 물론, 動 간섭무늬 패턴(moving light interference pattern)[10),12)]을 포괄함을 의미한다.

광굴절 현상을 記述하는 Kukhtarev의 미분 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} - \frac{1}{e}\frac{\partial J}{\partial x} \qquad (3.2)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (s I + \beta)(N_D - N_D^+) - \gamma n N_D^+ \qquad (3.3)$$

$$\mathbf{J} = e\mu n \mathbf{E} - \mu k T \frac{\partial n}{\partial x} + p \hat{I} \mathbf{e}_c \qquad (3.4)$$

$$e\frac{\partial E}{\partial x} = e(n + N_A - N_D^+) \qquad (3.5)$$

여기서, n은 전자 밀도, N_D는 도너 농도, N_A는 억셉터 농도, J는 전류 밀도, N_D^+는 이온화 도너 농도, E는 전장, e는 전하, s는 photoionization의 단면적, β는 열 생성율, γ는 재결합 상수, μ는 이동도, k는 볼츠만 상수, T는 온도, ε은 유전율, p는 光電(photovoltaic) 계수, 그리고 e_c는 광전 효과의 방향을 나타내는 단위벡터이다. 또한, 식(3.4)의 $\hat{I}$는 다음과 같이 정의된다.

$$\hat{I} = \sum_{\alpha=1}^{2} I_\alpha \{ 1 + \frac{1}{2} \hat{m}_\alpha [e^{j(K_\alpha \cdot x + \delta\omega_\alpha t + \phi_\alpha + X_\alpha)} + e^{-j(K_\alpha \cdot x + \delta\omega_\alpha t + \phi_\alpha + X_\alpha)}] \} \qquad (3.6)$$

여기서

$$\hat{m}_\alpha = \frac{m_\alpha}{\sqrt{1 + (K_{\alpha x} L_{ph})^2}} \qquad \alpha = 1,2 \qquad (3.7)$$

www.dbpia.co.kr

$$\chi_\alpha = -\tan^{-1}(K_{\alpha x} L_{ph}) \quad \alpha = 1,2 \tag{3.8}$$

이고, 모든 억셉터는 이온화 된 것으로 가정한다.

Kukhtarev의 4개의 비분 방정식은 J와 N_D를 소거하므로써 2개의 비선형 미분 방정식으로 줄일 수 있다.[13] 즉, 식(3.5)로 부터 N_D를 식(3.3)에 대입하므로써

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\varepsilon}{e}\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial E}{\partial x} = (sI+\beta)(N_D - n - N_A + \frac{\varepsilon}{e}\frac{\partial E}{\partial x}) - \gamma n\,(n + N_A - \frac{\varepsilon}{e}\frac{\partial E}{\partial x}) \tag{3.9}$$

이 얻어지며, 식(3.4)와 (3.5)를 식(3.2)에 대입하므로써

$$e\mu n\frac{\partial E}{\partial x} + e\mu E\cdot(\frac{\partial n}{\partial x}) - \mu k T\nabla^2 n + p\frac{\partial \hat{I}}{\partial x} = -\varepsilon\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial E}{\partial x} \tag{3.10}$$

를 얻을 수 있다.

2. 공간 전하場의 푸리에 급수 전개

비선형 미분 방정식(3.9)와 (3.10)의 급수解로서, 공간 전하場과 자유전자 밀도의 복수 푸리에 급수를 채택하면

$$\mathbf{E} = \sum_{l_1=-\infty}^{\infty}\sum_{l_2=-\infty}^{\infty}\bar{E}_l(t)\,\mathbf{e}_l\,e^{j\mathbf{l}\cdot\boldsymbol{\ell}} \tag{3.11}$$

$$n = \sum_{l_1=-\infty}^{\infty}\sum_{l_2=-\infty}^{\infty}\bar{n}_l(t)\,e^{j\mathbf{l}\cdot\boldsymbol{\ell}} \tag{3.12}$$

이고, 여기서 I는 푸리에 성분의 차수를 나타내는 l_1과 l_2의 성분을 갖는 2차원 정수 벡터이고, $\bar{E}_l$과 $\bar{n}_l$은 각각 공간 전하場과 자유전자 밀도의 푸리에 係數이다.

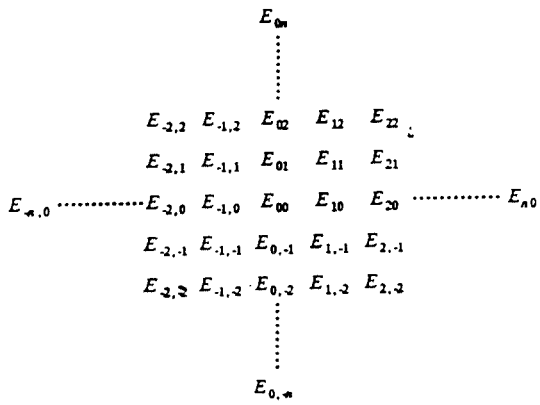

그림 3. 공간 전하場의 2차원 푸리에 級數 전개

그림 3에서 공간 전하場의 푸리에 계수를 2차원的으로 전개하였으며, E_{10}는 하나의 간섭무늬 패턴에 의해 생성된 공간 전하場의 基本 푸리에 성분(fundamental Fourier component)을 나타내고 E_{01}는 다른 간섭무늬 패턴에 의한 基本 푸리에 성분, 그리고 E_{20}, E_{02}, E_{11}, $E_{1,-1}$등은 2次 푸리에 성분들을 나타낸다. 여기서 E_{-10}, $E_{0,-1}$, E_{-20}, $E_{0,-2}$, $E_{1,-1}$등은 E_{10}, E_{01}, E_{20}, E_{02}, E_{11}의 복소공액임에 유의할 필요가 있다.

3. 공간 전하場의 解

공간 전하場과 자유전자 밀도의 급수解와 식(3.1)을 식(3.9)에 대입하면 다음 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} &j\bar{n}_l(\mathbf{l}\cdot\delta\omega) + \frac{\partial}{\partial t}\bar{n}_l + \frac{\varepsilon}{e}(\bar{\mathbf{E}}_l\cdot\mathbf{K}_l)(\mathbf{l}\cdot\delta\omega) \\ &\quad - j\frac{\varepsilon}{e}[(\frac{\partial}{\partial t}\bar{\mathbf{E}}_l)\cdot\mathbf{K}_l] \\ &= \bar{\mathbf{I}}_l^{(1)} + j\frac{\varepsilon}{e}\sum_{r=-\infty}^{\infty}\bar{\mathbf{I}}_r^{(2)}\bar{\mathbf{E}}_{l-r}\mathbf{K}_{l-r} - \sum_{r=-\infty}^{\infty}\bar{\mathbf{I}}_r^{(2)}\bar{n}_{l-r} \\ &\quad - \gamma\sum_{r=-\infty}^{\infty}\bar{n}_{l-r}\bar{n}_r - \gamma N_A\bar{n}_l \\ &\quad + j\gamma\frac{e}{\varepsilon}\sum_{r=-\infty}^{\infty}\bar{n}_{l-r}(\bar{\mathbf{E}}_r\cdot\mathbf{K}_r) \end{aligned} \tag{3.13}$$

www.dbpia.co.kr

여기서

$$\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{l}}^{(1)} = \begin{cases} [s(I_1+I_2)+\beta](N_D-N_A) & when\ \mathbf{l}=(0,0) \\ s I_1(N_D-N_A)\dfrac{m_1}{2} & when\ \mathbf{l}=(\pm 1,0) \\ s I_2(N_D-N_A)\dfrac{m_2}{2} & when\ \mathbf{l}=(0,\pm 1) \\ 0 & otherwise\ , \end{cases}$$

$$\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{l}}^{(2)} = \begin{cases} s(I_1+I_2)+\beta & when\ \mathbf{l}=(0,0) \\ s I_1\dfrac{m_1}{2} & when\ \mathbf{l}=(\pm 1,0) \\ s I_2\dfrac{m_2}{2} & when\ \mathbf{l}=(0,\pm 1) \\ 0 & otherwise \end{cases}$$

이고, 같은 방법으로 급수解인 식(3.11)과 (3.12)를 식(3.6)과 함께 식(3.10)에 대입하면,

$$j e \mu \sum_{r=-\infty}^{\infty} \bar{n}_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}(\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{K}_{\mathbf{r}}) + j e \mu \sum_{r=-\infty}^{\infty} \bar{n}_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}(\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{K}_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}) + \mu k T \bar{n}_{\mathbf{l}}(\mathbf{K}_{\mathbf{l}}\cdot\mathbf{K}_{\mathbf{l}}) + j\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{l}}^{(3)} = \varepsilon(\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{l}}\cdot\mathbf{K}_{\mathbf{l}})(\mathbf{l}\cdot\delta\omega) - j\varepsilon[(\frac{\partial}{\partial t}\bar{\mathbf{E}}_{\mathbf{l}})\cdot\mathbf{K}_{\mathbf{l}}] \quad (3.14)$$

이 되고, 여기서 $l_1=0$ 및 $l_2=0$인 경우는 제외되며,

$$\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{l}}^{(3)} = \begin{cases} p I_1 K_{1x}(\pm)\dfrac{\hat{m}_1}{2}e^{jx_1} & when\ \mathbf{l}=(\pm 1,0) \\ p I_2 K_{2x}(\pm)\dfrac{\hat{m}_2}{2}e^{jx_2} & when\ \mathbf{l}=(0,\pm 1) \\ 0 & otherwise\ , \end{cases}$$

$$\mathbf{K}_{\mathbf{l}} = l_1\mathbf{K}_1 + l_2\mathbf{K}_2$$

이고, $\mathbf{r}=(r_1,r_2)$는 $\mathbf{I}=(l_1,l_2)$와 같은 2차원 정수 벡터이다.

식(3.13)과 (3.14)를 正規化(normalization)하면,

$$j u_{\mathbf{l}}(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial T}u_{\mathbf{l}} + (\mathbf{w}_{\mathbf{l}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}})(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y}) - j[(\frac{\partial}{\partial T}\mathbf{w}_{\mathbf{l}})\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}}] = \frac{\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{l}}^{(1)}}{\gamma N_A^2} + j\sum_{r=-\infty}^{\infty}\frac{\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{r}}^{(2)}}{\gamma N_A}\mathbf{w}_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}-\mathbf{r}} - \sum_{r=-\infty}^{\infty}\frac{\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{r}}^{(2)}}{\gamma N_A}u_{\mathbf{l}-\mathbf{r}} - \sum_{r=-\infty}^{\infty}u_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}u_{\mathbf{r}} - u_{\mathbf{l}} + j\sum_{r=-\infty}^{\infty}u_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}(\mathbf{w}_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{r}}) \quad (3.15)$$

$$j\sum_{r=-\infty}^{\infty}u_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}(\mathbf{w}_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{r}}) + j\sum_{r=-\infty}^{\infty}u_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}(\mathbf{w}_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}-\mathbf{r}}) = -(\frac{E_D}{E_Q})u_{\mathbf{l}}(\mathbf{N}_{\mathbf{l}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}}) - j(\frac{E_M}{E_Q})\frac{\bar{\mathbf{I}}_{\mathbf{l}}^{(3)}}{e\gamma N_A^2} + (\frac{E_M}{E_Q})(\mathbf{w}_{\mathbf{l}}\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}})(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y}) - j(\frac{E_M}{E_Q})[(\frac{\partial}{\partial T}\mathbf{w}_{\mathbf{l}})\cdot\mathbf{N}_{\mathbf{l}}] \quad (3.16)$$

www.dbpia.co.kr

이 얻어지며, 여기서

$$\mathbf{w}_l = \frac{\tilde{\mathbf{E}}_l}{E_Q},\ u_l = \frac{\tilde{n}_l}{N_A},\ \mathbf{y} = \left(\frac{\delta\omega_1}{\gamma N_A}, \frac{\delta\omega_2}{\gamma N_A}\right),$$

$$\mathbf{N}_l = \frac{l_1\mathbf{K}_1 + l_2\mathbf{K}_2}{K_1 + K_2},\ T = \gamma N_A t,$$

$$E_Q = \frac{e N_A}{\epsilon(K_1 + K_2)},\ E_D = \frac{k T (K_1 + K_2)}{e},$$

$$E_M = \frac{\gamma N_A}{\mu(K_1 + K_2)}, \tag{3.17}$$

이고, $\mathbf{w}_l$와 u_l는 각각 정규화된 공간 전하場과 자유전자 밀도이며, $\mathbf{y}$는 정규화된 偏移 角주파수 벡터이다.

식(3.15)와 (3.16)을 정리하면,

$$u_l[1 + j(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y})] + \frac{\partial}{\partial T}u_l + (\mathbf{w}_l\cdot\mathbf{N}_l)(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y}) - j\left[\left(\frac{\partial}{\partial T}\mathbf{w}_l\right)\cdot\mathbf{N}_l\right]$$
$$= P_l^{(1)} - \sum_{r=-\infty}^{\infty} P_r^{(2)}[u_{l-r} - j(\mathbf{w}_{l-r}\cdot\mathbf{N}_{l-r})] - \sum_{r=-\infty}^{\infty} u_{l-r}[u_r - j(\mathbf{w}_r\cdot\mathbf{N}_r)] \tag{3.18}$$

그리고,

$$-j u_l(\mathbf{N}_l\cdot\mathbf{N}_l)\left(\frac{E_D}{E_Q}\right) + [P_l^{(3)} + \left(\frac{\partial}{\partial T}\mathbf{w}_l\right)\cdot\mathbf{N}_l + j(\mathbf{w}_l\cdot\mathbf{N}_l)(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y})]\left(\frac{E_M}{E_Q}\right)$$
$$= -\sum_{r=-\infty}^{\infty} u_{l-r}\mathbf{w}_r\cdot(\mathbf{N}_r + \mathbf{N}_{l-r})$$
$$= -\sum_{r=-\infty}^{\infty} u_{l-r}(\mathbf{w}_r\cdot\mathbf{N}_l) \tag{3.19}$$

이 되며, 여기서

$$P_l^{(1)} = \frac{\tilde{\mathbf{I}}_l^{(1)}}{\gamma N_A^2},\ P_l^{(2)} = \frac{\tilde{\mathbf{I}}_l^{(2)}}{\gamma N_A},\ P_l^{(3)} = \frac{\tilde{\mathbf{I}}_l^{(3)}}{e\gamma N_A^2} \tag{3.20}$$

가 된다.

그러므로, 식 (3.19)로 부터 공간 전하場의 시간에 관한 도함수(time derivative)가 다음 식으로 얻어진다.

$$\frac{\partial}{\partial T}\mathbf{w}_l = \frac{1}{(\mathbf{e}_l\cdot\mathbf{N}_l)}\left[-P_l^{(3)} + j\left(\frac{E_D}{E_M}\right)(\mathbf{N}_l\cdot\mathbf{N}_l)u_l - j(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y})(\mathbf{e}_l\cdot\mathbf{N}_l)\mathbf{w}_l - \sum_{r=-\infty}^{\infty}\left(\frac{E_Q}{E_M}\right)u_{l-r}\mathbf{w}_r(\mathbf{e}_r\cdot\mathbf{N}_l)\right] \tag{3.21}$$

한편, 식(3.21)을 (3.18)에 대입하므로써 자유전자 밀도의 시간에 관한 도함수의 표현식이 얻어진다.

$$\frac{\partial}{\partial T}u_l = P_l^{(1)} - jP_l^{(3)} - \left[1 + \left(\frac{E_D}{E_M}\right)(\mathbf{N}_l\cdot\mathbf{N}_l) + j(\mathbf{l}\cdot\mathbf{y})\right]u_l - \sum_{r=-\infty}^{\infty}\{u_{l-r}(P_r^{(2)} + u_r) - jP_r^{(2)}(\mathbf{e}_{l-r}\cdot\mathbf{N}_{l-r})\mathbf{w}_{l-r} + j\left[\left(\frac{E_Q}{E_M}\right)(\mathbf{e}_r\cdot\mathbf{N}_l) - (\mathbf{e}_r\cdot\mathbf{N}_r)\right]u_{l-r}\mathbf{w}_r\} \tag{3.22}$$

그러나, 윗식(3.22)는 $l_1=0$와 $l_2=0$인 경우에는 제외되며, 자유전자 밀도의 dc 성분의 시간에 관한 도함수는 식(3.18)로 부터 다음과 같이 유도된다.

www.dbpia.co.kr

$$\frac{\partial}{\partial T} u_{00}$$

$$= P_{00}^{(1)} - u_{00} - \sum_{r=-\infty}^{\infty} P_r^{(2)} [u_{-r} - j(w_{-r} \cdot N_{-r})]$$

$$- \sum_{r=-\infty}^{\infty} u_{-r} [u_r - j(w_r \cdot N_r)] \quad (3.23)$$

以上에서 유도한 공간 전하場 및 자유전자 밀도의 全 푸리에 성분에 관한 formulation [식(3.21),(3.22),(3.23)]으로부터 광굴절 결정체內에 레이저의 간섭무늬 패턴을 입사할 경우 勵起되는 광굴절 공간 전하場(photorefractive space-charge fields)의 정상상태(steady state)에서의 樣態뿐아니라 시간적 변화(temporal behavior) 까지 조사할 수 있게 되었다. 단지, 식(3.21)~(3.23)의 우변에 무한급수項이 존재하므로 광굴절 공간 전하場의 解(closed form solution 혹은 수치解)를 구하기 위해서는, 어떠한 적절한 조건下에서 高次 하모닉(higher order harmonics) 項을 제거(truncate)하느냐 하는 것이 관건이라 하겠다.[9,10]

Ⅳ. 結

本 논문에서는 광교환(photonic switching) 및 광신경회로망(optical neural network)등에서 핵심 기술로 대두되고 있는 光연결(optical interconnections) 을 광굴절 매질內의 3次元(부피) 홀로그램을 이용해서 실현하는 방안을 제시하였으며, 광굴절 현상을 설명하는 Kukhtarev 의 비선형 미분 방정식으로부터 광굴절 공간전하場(photorefractive space-charge field)의 급수解를 유도하였다. Ⅲ章에서 유도된 광굴절 공간전하場에 관한 formulation(식(3.21),(3.22),(3.23))은 광굴절 매질內 전자의 傳導메카니즘中 표류(drift), 확산(diffusion)은 물론 광전 효과(photovoltaic effect)를 포괄하는 것으로 BSO와 같은 paraelectrics는 물론 $LiNbO_3$와 같은 ferroelectric 매질에도 적용 가능하다.

광연결 구현時 고려해야 할 조건(예를 들면, 광교환에 응용時 각채널間 混信방지 혹은 광신경회로망 구현時 가중치 연결 등)에 부합하는 最適설계에 관해서는 紙面 제한上, 시뮬레이션(simulation) 결과와 함께 다음 기회에 論議하기로 한다.

1. A.Himeno and Y.Shimazu, "All-optical control circuits for photonic switching" in Photonic Switching, 1991, Technical Digest Series(Optical Society of America, Washington, DC 1988), paper ThC1-1.
2. 심상영, "光연결 기술", 光산업기술 개발사업을 위한 조사연구, 과학기술처, UCQ23-1108-4, 1991.
3. 백운석, "신경회로망의 光學的 구현에 관한 小稿", 전자공학회지 신경회로망 및 퍼지 특집, 10월 발간예정, 1991.
4. N.V.Kukhtarev et al., "Holographic storage in electrooptic crystals. I.Steady state", Ferroelectrics 22, 949, 1979.
5. H.Lee and W.S.Baek, "Steady state space charge fields in photorefractive materials for volume holographic interconnections", J.Appl.Phys. 66, 1908, 1989.
6. W.S.Baek and H.Lee, "Photorefractive intermode space charge fields in volume holographic interconnections", J.Appl. Phys. 67, 1194, 1990.
7. H.Lee, X. Gu and D.Psaltis, "Volume holographic interconnections with maximal capacity and minimal cross talk", J.Appl.Phys. 65, 2191, 1989.
8. P.Gunter, "Holography, coherent light amplification and optical phase conjugation with photorefractive materials", Phys.Reports 93, 199, 1982.
9. J.J.Amodei, "Analysis of transport processes during holographic recording in insulators", RCA Rev. 32, 185, 1971.
10. Ph.Refregier et al., "Two-beam coupling in photorefractive BSO crystals with moving gratings: Theory and experiments", J.Appl.Phys. 58, 45, 1985.
11. M.G.Moharam et al., "Holographic grating formation in photorefractive crystals with arbitrary electron transport lengths", J.Appl.Phys. 50, 5642, 1979.

www.dbpia.co.kr

12. S.I.Stepanov et al., "Running holograms in photorefractive BSO crystals", Optics Commun. 44, 19, 1982.

13. L.B.Au and L.Solymer, "Space charge field in photorefractive materials at large modulation", Opt.Lett. 13, 660, 1988.

白 雲 植(Woon Sik BAEK) 正會員
1957年 3月 13日
1979年 2月：慶熙大學校 電子工學科 卒業(學士)
1981年 2月：延世大學院 電子工學科 卒業(碩士)
1990年 現在 Polytechnic Institute of New York 電氣工學科 (Ph.D)
1981年 7月 - 1984年 7月：海軍士官學校 電子工學科 教官(專任講師)
1990年 - 現在：現代電子産業株式會社 産業電子研究所 責任研究員
※研究關心分野：光信號 및 情報處理, 光神經回路網(OPTICAL NEURAL NETWORK), 光通信 및 交換, 光交換(PHOTONIC SWITCHING) 等

www.dbpia.co.kr